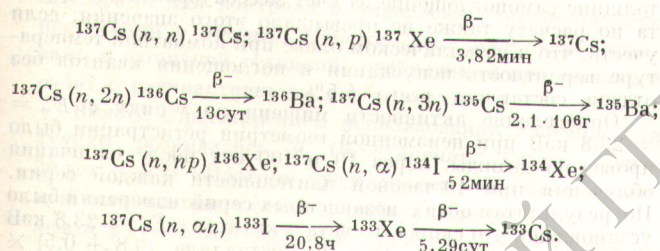


Функции возбуждения реакций $^{136}\text{Cs} + n$, мб

E_n , МэВ	(n, n)	(n, p)	(n, n)	(n, 2n)	(n, 3n)	(n, p)	(n, pn)	(n, α)	(n, αn)	$\sigma_{n, \gamma}$ [5]	σ_b
20	407	12,2	65	559	1005	8	1,7	0,007	0,07	Нет свед.	1566
19	372	8,7	72	783	807	6,4	0,7	0,01	0,05	То же	1591
18	341	5,8	81	1098	526	4,6	0,2	0,017	0,028	» »	1624
17	310	3,5	90	1436	210	2,9	0,04	0,017	0,013	» »	1646
16	280	1,9	103	1640	35	1,7	0,003	0,016	0,004	» »	1675
15	250	0,9	118	1691	—	0,8	0,0007	0,014	—	» »	1691
14	219	0,34	137	1702	—	0,3	—	0,008	—	» »	1702
13	192	0,09	172	1707	—	0,08	—	—	—	» »	1707
12	166	0,02	249	1681	—	0,01	—	—	—	» »	1681
11	142	—	431	1580	—	—	—	—	—	» »	1580
10	118	—	865	1220	—	—	—	—	—	» »	1220
9	96	—	1796	391	—	—	—	—	—	~ 1	391
8	74	—	2270	—	—	—	—	—	—	~ 1	~ 1
7	54	—	2360	—	—	—	—	—	—	~ 1	~ 1
6	36	—	2490	—	—	—	—	—	—	~ 1	~ 1
5	21	—	2630	—	—	—	—	—	—	~ 3	~ 3
4	8,8	—	2720	—	—	—	—	—	—	~ 3	~ 3
3	1,2	—	2730	—	—	—	—	—	—	~ 8	~ 8
2	0,7	—	2900	—	—	—	—	—	—	~ 8	~ 8
1	—	—	3090	—	—	—	—	—	—	~ 20	~ 20
										~ 40	~ 40

следующие реакции:



Реакции (n, n) и (n, p) приводят к образованию исходного нуклида, т. е. они бесполезны для выжигания. При $E \leq 8$ МэВ реакция (n, n) является основной, и вклад в выжигание будет вносить только реакция (n, γ), сечение которой $\leq 0,04$ б [5]. Эффективный период полураспада, вычисленный по приведенной выше формуле, где $\sigma(E)$ φ(E) численно проинтегрировано по энергии нейтронов, сос-

тавляет 1 год (спектр нейтронов взят из публикации [4] тогда как по данным работы [3] ($\sigma_{n, \gamma} = 1,8$ б) $T_{1/2} = 0,42$ года: интегральная плотность потока нейтронов в обоих случаях принята 10^{17} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$). Это обстоятельство следует учитывать при оценке производительности установки по переработке отходов, предложенной в работе [3].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Steinberg M., Wotzak G., Manowitz B. Report BNL 8558, 1964.
- Claiborne H. Report ORNL-TM-3964, 1972.
- Gregory M., Steinberg M. Report BNL 11915, 1967.
- Барашенков В. С., Тонеев В. Д., Чигринов С. Е. Препринт ОИЯИ Р2-7694. Дубна, 1974.
- Абагян Л. Н., Николаев М. М. — В кн.: Ядерные константы. Вып. 8. Ч. 2. М., изд. ЦНИИАтоминформ, 1973, с. 97.
- Blann M. — Nucl. Phys., 1968, v. 80, p. 223.

Поступило в Редакцию 18.03.81

УДК 621.039.8.002

Получение изомеров ^{103m}Rh и ^{119m}Sn с помощью релятивистских электронов

ЦИНОВЕ В. Г., ЧЕРТОВ Ю. П., ШРАМЕНКО Б. И.

Как известно, большинство вариантов, предлагаемых для создания источника стимулированного γ-излучения, предусматривает инверсную заселенность уровней долгоживущих мессбауэровских изомеров. При этом во избежание нарушения условий резонанса от ядра к ядру непрерывным требованием является высокая степень однородности как химического, так и изотопного окружения ядер изомера. Наиболее просто удовлетворить эти требования можно при непосредственном переводе ядер из основного в возбужденное изомерное состояние, т. е. исключив получение изомера с помощью ядерных реакций.

Представляется перспективным возбуждать долгоживущие ядерные уровни, γ-переходы которых имеют высокую степень мультипольности, с помощью релятивистских электронов. Эффективность этого метода физически объясняется тем, что именно при таком возбуждении возможна передача ядру необходимого момента количества движения. Действительно, для «виртуального» фотона, поглощаемого ядром в процессе рассеяния электрона, выполняется условие

$$k^2 = (P_1 - P_2)^2 > (E_\gamma/c)^2, \text{ т.е. } hkc > E_\gamma,$$

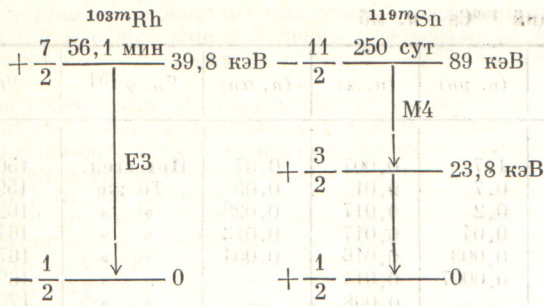


Схема распада ^{103m}Rh и ^{119m}Sn в основное состояние

где P_1 и P_2 — импульсы электрона до и после рассеяния; E_γ — энергия γ -перехода. Так как при достаточно высоких энергиях электрона может быть выполнено условие $kr > 1$ (R — радиус ядра), передача ядру необходимого момента количества движения не только возможна, но и осуществляется с достаточно высокой вероятностью.

Была исследована возможность получения с помощью релятивистских электронов изомерных состояний ядер ^{103m}Rh и ^{119m}Sn (см. рисунок). Информация о степени наличия ^{103m}Rh в облученной родиевой мишени получена посредством регистрации K -серии рентгеновского излучения ($E_K \approx 20,2$ кэВ), сопровождающего распад изомера. Для ^{119m}Sn сечение возбуждения определялось по интенсивности γ -пика энергией 23,8 кэВ, который возникает при каскадной разрядке изомерного состояния ядра в основное.

В работе использовался Si (Li)-детектор, разрешение которого в исследуемом энергетическом диапазоне составляло 0,36 кэВ. Эффективность регистрации ϵ при выбранной геометрии опыта была установлена с помощью K -серии рентгеновского излучения ^{109}Cd ($E_{KX} \approx 22,5$ кэВ), калиброванного по абсолютной активности.

Схема распада этого изотопа позволяет проводить его калибровку непосредственно по активности дочернего изомера ^{109m}Ag методом ϵ_K , KX -совпадений. В то же время известно [1], что отношение активности ^{109}Cd как излучателя рентгеновской K -серии к его абсолютной активности составляет $1,02 \pm 0,14$.

С учетом погрешности определения этого соотношения было установлено, что $\epsilon = (9,8 \pm 1,4) \cdot 10^{-3}$. Мишени из исследуемых изотопов облучали одновременно в течение 1 ч на выведенном пучке электронов энергией 260 МэВ при токе пучка 1,6 мкА.

Родий. Облучаемая мишень представляла собой металлическую фольгу толщиной 60 $\text{мг}/\text{см}^2$, в которой по расчету потеря интенсивности K -серии рентгеновского излучения за счет фотоэлектрического самопоглощения составляла 34%. Необходимо учесть, что под действием электронов наряду с возбуждением изомера происходит электродезинтеграция ядра мишени, приводящая к образованию новых изотопов. При различного рода радиоактивных превращениях этих ядер не исключена возможность появления рентгеновского излучения постороннего изотопа родия.

Чтобы выяснить парциальный вклад KX -излучения, соответствующего именно ^{103m}Rh , исследовали временной ход интенсивности в области рентгеновского пика родия. Было проведено 8 серий измерений длительностью 150 с через каждые 15 мин. При анализе кривой распада установлено, что к моменту окончания облучения вклад S изомера ^{103m}Rh в рентгеновский пик родия составляет $(88 \pm 4)\%$. Остальной вклад приходится на более долгоживущий компонент с $T_{1/2} \approx 5$ ч. Можно предположить, что этот компонент своим присутствием обязан частичной регистрации детектором рентгеновского излучения рутения, появляющегося при распаде ^{99m}Ru , который имеет период полураспада 4,7 ч.

Вычисленные парциальные вклады компонентов позволили установить скорость регистрации детектором рентгеновских квантов от ^{103m}Rh , экстраполированную к начальному моменту времени. С учетом погрешностей измерения кривой распада и определения относительных вкладов присутствующих в ней компонентов это значение при $t = 0$ составило $A = (282 \pm 20)$ отсчет./с.

Сечение возбуждения определяли с помощью формулы

$$\sigma = \frac{A}{(1 - e^{-\lambda T_{\text{обл}}}) \epsilon \omega n I R},$$

где ϵ — эффективность регистрации излучения; n — толщина мишени ($n = 3,5 \cdot 10^{20}$ атом/см 2); $T_{\text{обл}}$ — продолжительность облучения; λ — константа распада изомера; I — ток электронов ($I = 10^{13}$ электр./с); ω — число квантов KX -серии на один акт распада изомера, согласно [2] равно $(8,7 \pm 1,8) \cdot 10^{-2}$; R — вероятность выхода излучения из мишени ($R = 0,66$).

Используя экспериментальное значение A и учитывая неточность спектроскопических данных как в определении ω , так и тех, которые привлекались при нахождении ϵ , установили, что при энергии 260 МэВ сечение образования ^{103m}Rh $\sigma = (2,7 \pm 1,1) \cdot 10^{-28}$ см 2 .

Олово. Облучаемую мишень толщиной 15 $\text{мг}/\text{см}^2$ приготавливали напылением металлического олова, обогащенного до 91,4% изотопом ^{119}Sn . Толщина используемой мишени позволяла не учитывать при регистрации не превышающую 1% потерю интенсивности γ -пика энергией 23,8 кэВ за счет фотопоглощения. Одновременно при такой толщине самопоглощение за счет мессбауэровского эффекта по расчету также не превышало этого значения, если учесть, что в металлическом олове при комнатной температуре вероятность испускания и поглощения квантов без отдачи составляет всего 4,5%.

Определение активности мишени по γ -пику с $E_\gamma = 23,8$ кэВ при неизменной геометрии регистрации было проведено дважды: через 10 и 100 сут после окончания облучения при 10-часовой длительности каждой серии. По результатам обеих независимых серий измерений было установлено, что скорость счета γ -квантов с $E_\gamma = 23,8$ кэВ в начальный момент ($t = 0$) составляла $(9,8 \pm 0,5) \times 10^{-2}$ отсчет./с.

Отсюда, используя приведенную выше формулу, при $R = 1$; $n = 6,9 \cdot 10^{18}$ атом/см 2 и принимая, что квантовый выход γ -квантов с $E_\gamma = 23,8$ кэВ на один акт распада ^{119m}Sn равен $0,154 \pm 0,016$ [3], установили, что сечение возбуждения изомерного состояния ядра ^{119}Sn составляет $\sigma = (8,2 \pm 2,5) \cdot 10^{-27}$ см 2 .

В заключение нужно отметить, что для исследованных ядер с ростом энергии электронов в сечении возбуждения следует ожидать проявления максимума. Это связано в отличие от обычного γ -распада с вкладом в амплитуду данного процесса полного набора мультипольных моментов перехода (вплоть до $L_{\text{max}} = j_g + j_e$, где j_g и j_e — спины основного и возбужденного состояний ядра). Поэтому, если руководствоваться задачей поиска ядра, наиболее подходящего для наблюдения реакции стимулированного γ -излучения, необходимо изучить энергетическую зависимость сечения возбуждения всех известных ядерных изомеров.

Авторы весьма признательны А. И. Новикову и Ю. Ф. Родионову за помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Foin C. — Nucl. Phys., 1968, v. A113, p. 241.
2. Peterson H., Antman S., Grunditz Y. — Z. Phys., 1970, Bd 233, S. 260.
3. Benczer-Koller N., Fink T. — Nucl. Phys., 1971, v. A161, p. 123.

Поступило в Редакцию 30.03.81